

ẢNH HƯỞNG CỦA FRUSTRATION LÊN ĐỘ TỪ HÓA CỦA CÁC HỆ FERRI TỪ ISING

Hoàng Dũng

Trường Đại học Khoa học Tự nhiên

Hoàng Thái Hiền

Trường Cao đẳng Sư phạm TP.HCM

(Bài nhận ngày 1/8/2000)

TÓM TẮT: Sử dụng lý thuyết trường phân tử cho hệ ferri từ Ising hai phân mạng, chúng tôi đã khảo sát một cách hệ thống ảnh hưởng của frustration lên độ từ hóa của hệ trong pha ergodic ($T > T_g$) khi từ trường ngoài H bằng không và khác không.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Khi giảm nhiệt độ xuống tới một nhiệt độ T_g xác định, một số hệ từ mất trật tự sẽ chuyển sang một trạng thái mới: trạng thái *thủy tinh spin* (*spin glass*). Trong trạng thái này, các spin nguyên tử định hướng hoàn toàn mất trật tự, không tuân theo một trật tự không gian nào cả. Người ta thường nói ở dưới nhiệt độ T_g các spin này đóng băng (freezing) tại vị trí của chúng. Các nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết cho thấy, thủy tinh spin có những tính chất rất kỳ lạ mà trước đây người ta không hề thấy ở những vật liệu từ trật tự truyền thống [1, 2].

Cũng như trong các hệ từ trật tự, tương tác trao đổi giữa các spin, một loại tương tác có bản chất lượng tử thuần túy, đóng vai trò quyết định cấu trúc từ của thủy tinh spin. Tuy nhiên, ở đây tương tác trao đổi biến thiên một cách ngẫu nhiên cả về dấu và độ lớn. Điều này dẫn tới sự cạnh tranh giữa trật tự sắt từ và trật tự phản sắt từ mà kết quả là tình trạng định hướng hoàn toàn ngẫu nhiên và mất trật tự của các spin ở nhiệt độ $T < T_g$. Cũng chính sự cạnh tranh nói trên là nguyên nhân gây nên các liên kết giữa các spin mà sự định hướng của chúng không tương ứng với năng lượng trao đổi cực tiểu. Những liên kết kiểu này gọi là liên kết không thỏa mãn (frustrated bond). Trong lý thuyết thủy tinh spin, người ta thường dùng thuật ngữ "strong frustration" và "weak frustration" để phản ánh mức độ thăng giáng của tương tác trao đổi giữa các spin là mạnh hay yếu.

Trong số ba loại vật liệu từ cơ bản có thể xuất hiện trạng thái thủy tinh spin là sắt từ, phản sắt từ và ferri từ, thì sắt từ được nghiên cứu sớm nhất. Lý thuyết trường phân tử cho hệ sắt từ có frustration (frustrated ferromagnet) được Sherrington và Kirkpatrick [3] khởi xướng và phát triển tiếp bởi De Almeida, Thouless [4] rồi Parisi [5] và nhiều nhà vật lý khác (xem các bài tổng quan [1, 2]). Nhờ đó ngày nay người ta đã hiểu được một cách định tính những gì xảy ra trong thủy tinh spin ở miền nhiệt độ thấp.

Sau đó, mô hình Sherrington-Kirkpatrick đã được Korenblit và Shender [6, 7] mở rộng sang các hệ phân sắt từ có frustration (frustrated antiferromagnet). Tiếp tục phát triển mô hình Sherrington-Kirkpatrick, chúng tôi đã xây dựng lý thuyết phân tử cho các hệ ferri từ có frustration (frustrated ferrimagnet)[8, 9]: Các phương trình cơ bản của lý thuyết này sẽ được tóm lược trong mục 2. Nhờ lý thuyết này, trong [10, 11] chúng tôi đã khảo sát sự phụ thuộc nhiệt độ của độ cảm từ $\chi(T)$ trong các hệ từ Ising hai phân mạng và giải thích được một số kết quả thực nghiệm.

Bài báo này trình bày những kết quả nghiên cứu tiếp theo của lý thuyết trường phân tử cho các hệ từ hai phân mạng có frustration [8, 9]. Trong bài này, chúng tôi muốn tìm hiểu ảnh hưởng của frustration lên các đặc trưng vật lý của hệ như độ từ hóa toàn phần M , độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}$, nhiệt độ chuyển pha T_g , điểm bù từ T_{com} . Các khảo sát sẽ được thực hiện cho hai trường hợp: không có từ trường ngoài ($H = 0$) và có từ trường ngoài ($H \neq 0$).

2. MÔ HÌNH HAI PHÂN MẠNG VÀ CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN

Nhằm mô tả các hệ từ mất trật tự có cấu trúc phức tạp như phân sắt từ hoặc ferri-từ, chúng tôi dùng mô hình Ising hai phân mạng với Hamiltonian [8, 9]:

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} J_{ij} S_{1i} S_{2j} - \sum_p \sum_{i,j} I_{ij}^{(p)} S_{pi} S_{pj} - H \sum_p \sum_{i=1}^{N_p} g_p S_{pi} \quad (1)$$

Trong (1) chỉ số $p = 1, 2$ đánh số các phân mạng, $S_{pi} = \pm S_p$ là spin Ising tại nút mạng i thuộc phân mạng p , H là từ trường ngoài. Trong bài này sử dụng hệ đơn vị qui ước với $k_B = \mu_B = 1$. N_p là số spin thuộc phân mạng p ($N_1 + N_2 = N$). Tương tác trao đổi giữa các spin thuộc hai phân mạng khác nhau J_{ij} và giữa các spin trong cùng một phân mạng $I_{ij}^{(p)}$ được giả thiết là biến thiên cả về dấu cũng như độ lớn và tuân theo thống kê Gauss với trị trung bình và phương sai:

$$\begin{aligned} \langle J_{ij} \rangle &= J_0, & \langle (J_{ij} - J_0)^2 \rangle^{1/2} &= J, \\ \langle I_{ij}^{(p)} \rangle &= I_{0p}, & \langle (I_{ij}^{(p)} - I_{0p})^2 \rangle^{1/2} &= I_p \end{aligned} \quad (2)$$

Dùng thuật toán replica và phương pháp Parisi, trong [8, 9] chúng tôi đã thiết lập được hệ phương trình mô tả trạng thái của hệ trong pha ergodic ($T > T_g$) cũng như pha phi ergodic ($T < T_g$). Ở nhiệt độ $T > T_g$, các phương trình cho tham số trật tự từ m_p và tham số trật tự Edwards-Anderson q_p của các phân mạng có dạng như sau

$$\tilde{m}_p = \langle \tanh E_p(z) \rangle_c, \quad \tilde{q}_p = \langle \tanh^2 E_p(z) \rangle_c \quad (3)$$

trong đó

$$E_p(z) = T^{-1} [\tilde{g}_p H + \tilde{I}_{0p} \tilde{m}_p - \alpha_{p'} \tilde{J}_0 m_{p'} + z \sqrt{\tilde{I}_p^2 q_p + \alpha_{p'} \tilde{J}^2 \tilde{q}_{p'}}] \quad (4)$$

$$\langle A(z) \rangle_c = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2/2} A(z) dz. \quad (5)$$

Để tiện, trong các phương trình trên ta đã đưa vào những ký hiệu mới

$$\begin{aligned} \tilde{m}_p &= m_p/S_p, \quad \tilde{q}_p = q_p/S_p^2, \quad \tilde{g}_p = S_p g_p, \\ \tilde{J} &= S_1 S_2 J, \quad \tilde{J}_0 = S_1 S_2 J_0, \quad \tilde{I}_p = S_p^2 I_p, \quad \tilde{I}_{0p} = S_p^2 I_{0p} \\ n_p &= N_p/N, \quad n_1 = x, \quad n_2 = 1 - x; \quad \alpha_p = \sqrt{n_p/n_{p'}} \quad (p \neq p') \end{aligned} \quad (6)$$

Điều kiện đảm bảo tính ổn định của nghiệm (3) thu được trong gần đúng đối xứng replica có dạng như sau

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{J}^4 - \tilde{I}_1^2 \tilde{I}_2^2}{T^4} < \cosh^{-4} E_1(z) \rangle_c < \cosh^{-4} E_2(z) \rangle_c + \\ \sum_p \frac{\tilde{I}_p^2}{T^2} < \cosh^{-4} E_p(z) \rangle_c = 1 \end{aligned} \quad (7)$$

Theo lý thuyết thủy tinh spin [1, 2], đường cong xác định bởi (7) gọi là đường de Almeida - Thouless và là đường xác định ranh giới giữa các pha ergodic và phi ergodic. Cùng với (3), phương trình (7) cho phép tính nhiệt độ chuyển pha sang trạng thái thủy tinh spin.

3. TRƯỜNG HỢP $H = 0$

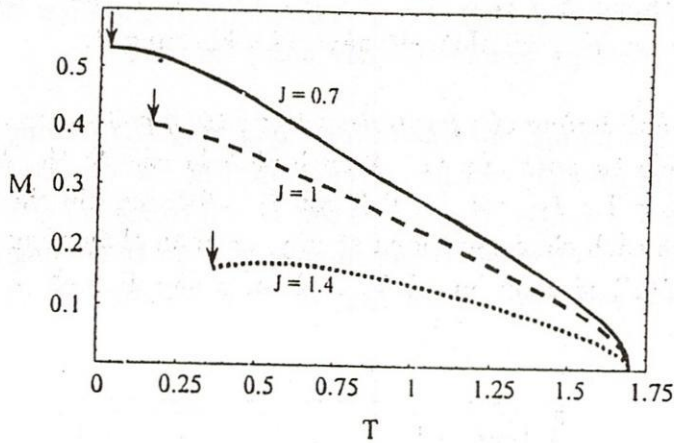
Trước tiên, ta xét ảnh hưởng của frustration lên độ từ hóa toàn phần $M(T)$ của hệ ferri từ gồm hai phân mạng không tương đương được mô tả bởi Hamiltonian (1) khi không có từ trường ngoài ($H = 0$). Theo định nghĩa

$$M = M_1 + M_2 = x \tilde{g}_1 \tilde{m}_1 + (1 - x) \tilde{g}_2 \tilde{m}_2 \quad (8)$$

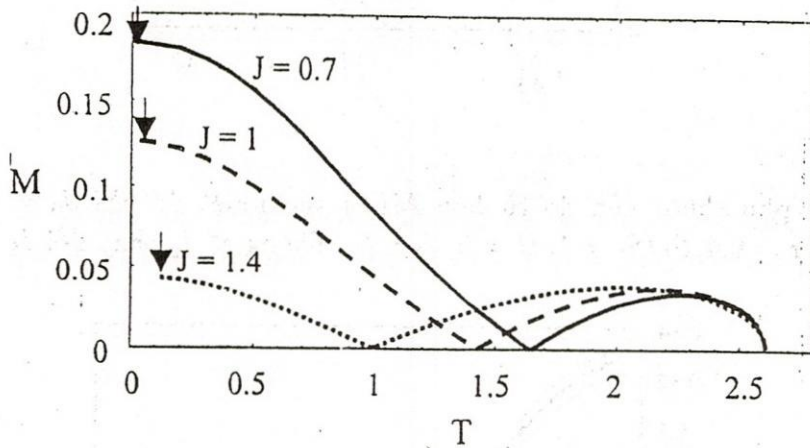
Trong pha ergodic ($T > T_g$), các tham số trật tự từ \tilde{m}_1 và \tilde{m}_2 được xác định từ hệ phương trình tự hợp (3) - (7). Đây là một hệ phương trình tích phân phức tạp chỉ có thể giải bằng phương pháp tính số.

Như đã nói, mức độ frustration của hệ được đặc trưng bởi thang giáng J và I_p của tích phân trao đổi giữa các phân mạng J_{ij} và của tích phân trao đổi trong từng phân mạng $I_{ij}^{(p)}$. Do đó người ta thường gọi J là frustration giữa các phân mạng (inter-sublattice frustration) và I_p là frustration trong phân mạng p (intra-sublattice frustration). Sau đây ta sẽ lần lượt khảo sát ảnh hưởng của frustration giữa các phân mạng J và frustration trong từng phân mạng I_p lên độ từ hóa tự phát $M(T)$.

Giả sử frustration giữa các phân mạng mạnh hơn nhiều so với frustration trong từng phân mạng: $J \gg I_{1,2}$. Trong hệ phương trình (3) - (7) ta có thể đặt $I_1 = I_2 = 0$ rồi xét sự phụ thuộc của độ từ hóa $M(T)$ vào nhiệt độ khi cho thông số J thay đổi. Trên hình 1 là các đường cong $M(T)$ khi $J_0 = 1.7, x = 0.2$, còn $J = 0.7, 1.0, 1.4$. Các mũi tên trên hình vẽ đánh dấu vị trí của nhiệt độ T_g . Dễ thấy khi J tăng, nhiệt độ chuyển pha sang trạng thái thủy tinh spin T_g tăng, còn độ từ hóa tự phát $M(T)$ giảm.



Hình 1: Sự phụ thuộc của độ từ hóa $M(T)$ vào nhiệt độ khi $J_0 = 1.7, I_{1,2} = 0, x = 0.2, S_1/S_2 = 1, H = 0$. Thông số J thay đổi: $J = 0.7, 1.0$ và 1.4 .



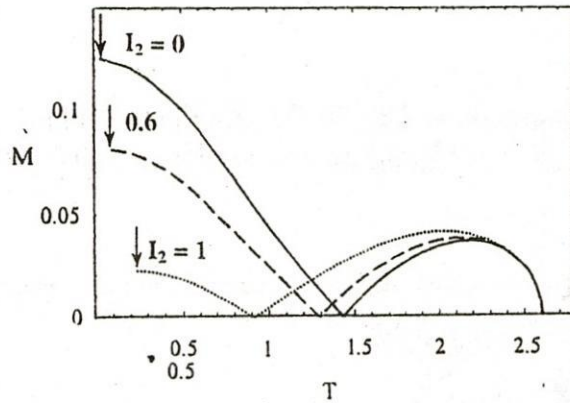
Hình 2: Sự phụ thuộc của độ từ hóa $M(T)$ vào nhiệt độ khi $J_0 = 1.7, I_{1,2} = 0, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4, S_1/S_2 = 1, H = 0$. Thông số J thay đổi: $J = 0.7, 1.0$ và 1.4 .

Ta nhận thấy về cơ bản các đường cong trên hình 1 có dáng điệu giống độ từ hóa toàn phần của hệ sắt từ mất trật tự một phân mạng. Mặt khác nếu chọn các thông số đặc trưng cho từng phân mạng (chẳng hạn $n_1 = x, n_2 = 1 - x$) không quá khác biệt thì độ từ hóa toàn phần có thể bị triệt tiêu tại một giá trị nhiệt độ $T = T_{com}$ xác định gọi là *điểm bù trừ* (compensation point). Khái niệm điểm bù trừ do Neel đưa ra đầu tiên khi khảo sát các hệ ferri từ trật tự. Theo Neel, điểm bù trừ không phải là điểm chuyển pha. Đây là một điểm đặc biệt trên trục nhiệt độ mà tại đó các độ từ hóa phân mạng M_1 và M_2 có độ lớn bằng nhau nhưng có hướng ngược nhau, vì thế chúng triệt tiêu nhau, dẫn tới độ từ hóa toàn phần M bằng không. Khi $H = 0$, các độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}(T)$ vẫn biến thiên liên tục khi đi qua điểm bù trừ. Tuy nhiên khi $H \neq 0$, bức tranh vật lý sẽ

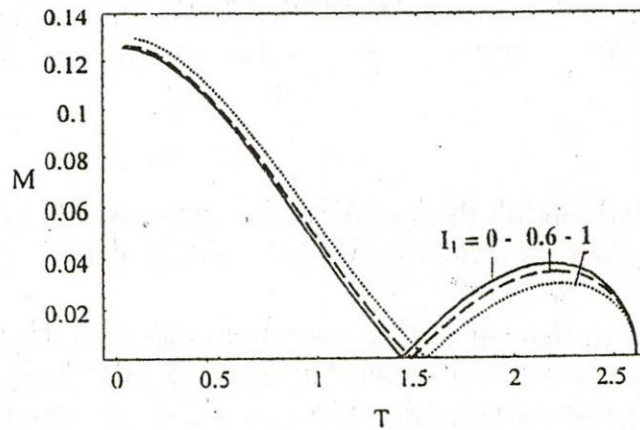
thay đổi đáng kể. Ta sẽ bàn kỹ về điều này trong mục 4.

Trên hình 2 là các đồ thị $M(T)$ cho trường hợp $J_0 = 1.7, I_{1,2} = 0, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4$ khi cho thông số J thay đổi: $J = 0.7, 1.0, 1.4$. Ta nhận thấy trên đồ thị $M(T)$ xuất hiện điểm bù trừ T_{com} và nhiệt độ này *giảm* khi tăng J .

Bây giờ ta xét ảnh hưởng của *frustration trong từng phân mạng* (đặc trưng bởi thông số I_p) lên độ từ hóa tự phát của hệ. Trên hình 3 là các đồ thị $M(T)$ cho trường hợp $J_0 = 1.7, J = 1, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4$, còn $I_1 = 0$ trong khi cho thông số I_2 thay đổi: $I_2 = 0, 0.6, 1.0$. Với cách chọn các thông số này, ta nhận thấy cũng giống trường hợp xét ở hình 2, đồ thị $M(T)$ có điểm bù trừ T_{com} và điểm này dịch về *chiều giảm* của nhiệt độ khi tăng I_2 .



Hình 3: Sự phụ thuộc của độ từ hóa $M(T)$ vào nhiệt độ khi $J_0 = 1.7, J = 1, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4, S_1/S_2 = 1, H = 0, I_1 = 0$. Thông số I_2 thay đổi $I_2 = 0, 0.6$ và 1.0 .



Hình 4: Sự phụ thuộc của độ từ hóa $M(T)$ vào nhiệt độ khi $J_0 = 1.7, J = 1, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4, S_1/S_2 = 1, H = 0, I_2 = 0$. Thông số I_1 thay đổi: $I_1 = 0, 0.6$ và 1.0 .

Tương tự, ta cũng có thể cố định I_2 và cho I_1 thay đổi. Trên hình 4 là các đồ thị $M(T)$ cho trường hợp $J_0 = 1.7, J = 1, I_{01} = 1.5, I_{02} = 0, x = 0.4$, còn $I_2 = 0$ trong khi cho thông số I_1 thay đổi: $I_1 = 0, 0.6, 1.0$. Trong trường hợp này ta nhận thấy điểm bù trừ

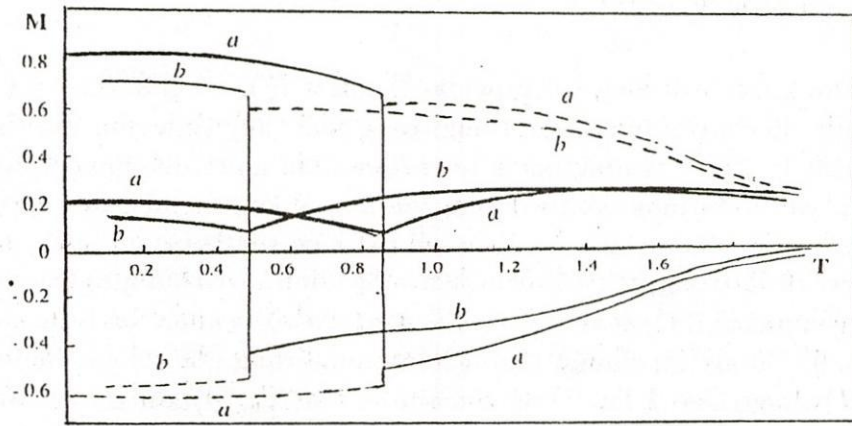
T_{com} dịch về *chiều tăng* của nhiệt độ khi tăng I_1 . Như vậy, frustration trong từng phân mạng không những có thể làm giảm mà còn có thể tăng nhiệt độ bù trừ T_{com} .

Tóm lại, frustration giữa các phân mạng và trong từng phân mạng đều gây ảnh hưởng quan trọng lên dáng điệu của độ từ hóa toàn phần $M(T)$. Bằng cách thay đổi các thông số J và I_p , ta có thể làm thay đổi dạng đồ thị độ từ hóa tự phát từ dạng R sang dạng Q như trên hình 1, hoặc từ dạng V sang dạng N như trên các hình 2 và 3. Cũng bằng cách thay đổi những thông số này, ta có thể làm tăng nhiệt độ chuyển pha T_g sang trạng thái thủy tinh spin, làm dịch chuyển điểm bù trừ T_{com} . Những kết quả nghiên cứu lý thuyết trên đây có thể giúp các nhà thực nghiệm thu được những dạng đường cong $M(T)$ và các đặc trưng vật lý khác theo ý muốn cho các hệ từ mất trật tự.

4. TRƯỜNG HỢP $H \neq 0$

Trên đây vừa xét ảnh hưởng của frustration lên độ từ hóa của hệ ferri từ khi từ trường ngoài bằng không ($H = 0$). Tiếp theo, ta xét trường hợp có từ trường ngoài ($H \neq 0$).

Trên hình 5 là sự phụ thuộc vào nhiệt độ của độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}(T)$ và độ từ hóa toàn phần $M(T)$ trong từ trường $H = 0.2$ khi các thông số của hệ được chọn như sau: $\tilde{J}_0 = 1.7, I_1 = I_2 = 0, I_{01} = I_{02} = 0, S_2/S_1 = 3, N_1/N_2 = 4$. Các tính toán trên hình 5 được thực hiện cho hai trường hợp: (a) hệ trật tự $J = 0$ và (b) hệ có frustration với $\tilde{J} = 0.9$. Ta nhận thấy trong cả hai trường hợp các độ từ hóa $M_{1,2}(T)$ và $M(T)$ đều *biến thiên đột ngột* tại một nhiệt độ xác định ($T = 0.84$ khi $\tilde{J} = 0$ và $T = 0.48$ khi $\tilde{J} = 0.9$). Lưu ý rằng trong cả hai trường hợp $\tilde{J} = 0$ và $\tilde{J} = 0.9$, đồ thị $M(T)$ đều có điểm bù trừ khi $H = 0$.

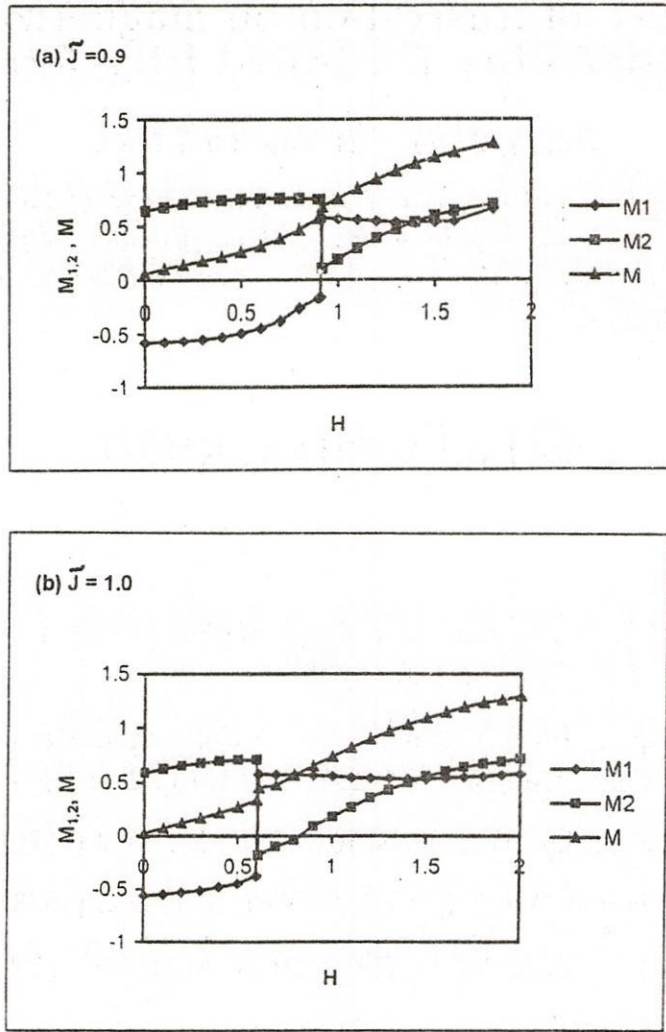


Hình 5: Sự phụ thuộc vào nhiệt độ của độ từ hóa phân mạng $M_1(T)$ (đường nét thanh), $M_2(T)$ (đường đứt nét) và độ từ hóa toàn phần $M(T)$ (đường đậm nét) trong từ trường $H = 0.2$ khi $\tilde{J}_0 = 1.7, I_1 = I_2 = 0, I_{01} = I_{02} = 0, S_2/S_1 = 3, N_1/N_2 = 4$. Các đường (a) ứng với hệ trật tự (không có frustration: $J = 0$), còn các đường cong (b) là của hệ có frustration với $\tilde{J} = 0.9$.

So sánh với trường hợp $H = 0$ ta nhận thấy khi không có từ trường ngoài các độ từ hóa $M_{1,2}(T)$, $M(T)$ biến thiên liên tục khi đi qua điểm bù trừ $T_{com}(H = 0)$. Còn khi $H \neq 0$ thì các độ từ hóa này có kỳ dị tại một nhiệt độ xác định phụ thuộc từ trường ngoài, ký hiệu là $T_{com}(H)$. Lưu ý rằng tại $T = T_{com}(H)$, các độ từ hóa phân mạng không triệt tiêu nhau mà chỉ đột ngột đảo hướng. Do đó tại $T = T_{com}(H)$ các đại lượng nhiệt động như entropy, nhiệt dung ... sẽ có kỳ dị. Như vậy, sự hiện diện của từ trường ngoài dẫn tới hiện tượng *chuyển pha loại I* (chuyển pha gián đoạn) trong các hệ ferri từ Ising hai phân mạng. Hiện tượng này được quan sát đầu tiên trong các hệ ferri từ trật tự và được giải thích như sau [12]. Giả sử khi $H = 0$ độ từ hóa của phân mạng thứ nhất có trị tuyệt đối lớn hơn của phân mạng thứ hai $M_1 > M_2$ nếu $T < T_{com}(0)$ và $M_1 < M_2$ nếu $T > T_{com}(0)$. Các mômen $M_{1,2}$ hướng ngược chiều nhau nhưng khi $H \neq 0$ thì mômen toàn phần $M = M_1 + M_2$ phải hướng theo từ trường. Do đó ở $T < T_{com}$ thì M_1 phải hướng theo từ trường và M_2 thì hướng ngược lại. Khi $T > T_{com}$, tình hình thay đổi: M_2 phải hướng theo từ trường còn M_1 thì hướng ngược lại. Như vậy, khi đi qua $T_{com}(H)$ các mômen $M_{1,2}$ đổi hướng đột ngột và làm cho mômen toàn phần M cũng thay đổi đột ngột. Hình 5 cho thấy frustration không làm thay đổi bức tranh trên tuy có giảm các độ từ hóa $M(T)$, $M_{1,2}(T)$ so với khi không có frustration.

Ta cũng quan sát được hiện tượng tương tự khi giữ nguyên nhiệt độ, nhưng thay đổi từ trường. Hình 6 mô tả sự phụ thuộc vào từ trường H của các độ từ hóa $M(H)$ và $M_{1,2}(H)$ tại nhiệt độ $T = 0.3$ cho hai trường hợp: $\bar{J} = 0.9$ (hình 6a) và $\bar{J} = 1.0$ (hình 6b). Ta nhận thấy các độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}(H)$ biến thiên đột ngột tại một giá trị xác định của từ trường ngoài $H = H_c(\bar{J})$ và giá trị này rất "nhạy cảm" với sự thay đổi của thông số \bar{J} . Chỉ cần thay đổi \bar{J} chút ít từ 0.9 lên 1.0 là H_c đã giảm từ 0.91 xuống 0.61. Khi $\bar{J} = 1.1$ thì $H_c = 0.1$.

Dùng phương trình đường de Almeida-Thouless (7), có thể khảo sát được sự phụ thuộc của nhiệt độ chuyển pha $T_g(H)$ sang trạng thái thủy tinh spin vào từ trường ngoài H . Như đã biết [1, 2], từ trường ngoài luôn làm giảm nhiệt độ chuyển pha $T_g(H)$ trong các hệ sắt từ và do đó luôn có xu hướng thu hẹp miền tồn tại của pha thủy tinh spin trong những hệ này. Ngược lại, đặc điểm nổi bật của các hệ từ hai phân mạng như *phân sắt từ* và *ferri từ* là trong một số điều kiện nhất định, từ trường ngoài có thể làm tăng nhiệt độ chuyển pha $T_g(H)$ và vì thế có khả năng mở rộng miền tồn tại của pha thủy tinh spin [6, 7, 8, 9]. Trong [8], chúng tôi đã chứng minh rằng đối với các hệ ferri từ thì điều kiện để $T_g(H)$ tăng theo H là: ¹) hệ có điểm bù trừ $T_{com}(0)$ khi $H = 0$ và ²) frustration không quá mạnh, sao cho khi $H = 0$ thì $T_g(0) < T_{com}(0)$. Với các thông số được chọn như trên các hình 6a và 6b, sẽ tồn tại một miền giá trị từ trường ngoài mà ở đó nhiệt độ chuyển pha $T_g(H)$ sẽ tăng khi H tăng.



Hình 6: Sự phụ thuộc vào từ trường của độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}(H)$ và độ từ hóa toàn phần $M(H)$ ở nhiệt độ $T = 0.3$ khi $\tilde{J}_0 = 1.7, I_1 = I_2 = 0, I_{01} = I_{02} = 0, S_2/S_1 = 3, N_1/N_2 = 4$. Thông số đặc trưng cho frustration $\tilde{J} = 0.9$ (hình 6a) và $\tilde{J} = 1.0$ (hình 6b).

5. KẾT LUẬN

Sử dụng lý thuyết trường phân tử cho hệ ferri từ Ising hai phân mạng, chúng tôi đã khảo sát một cách hệ thống ảnh hưởng của frustration lên độ từ hóa của hệ trong pha ergodic ($T > T_g$) khi từ trường ngoài H bằng không và khác không. Các tính toán cho thấy cả frustration giữa các phân mạng cũng như frustration trong từng phân mạng đều tác động đáng kể lên dáng điệu của độ từ hóa, làm thay đổi nhiệt độ chuyển pha sang trạng thái thủy tinh spin T_g , làm dịch chuyển điểm bù trừ T'_{com} . Đặc biệt khi $H \neq 0$, các độ từ hóa phân mạng $M_{1,2}$ biến thiên đột ngột tại giá trị xác định của T hoặc H và giá trị này rất "nhạy cảm" với sự biến thiên dù nhỏ của frustration.

Influence of frustration on magnetizations of the two-sublattice frustrated Ising ferrimagnets

Hoang Zung - Hoang Thai Hien

ABSTRACT: The influence of frustration on magnetizations of the two-sublattice frustrated Ising ferrimagnets in the ergodic phase has been systematically studied. The behavior of sublattice and total magnetizations is shown to be influenced remarkably by inter- and intra-sublattice frustrations.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] K. Binder and A.P. Young. *Rev. Mod. Phys.* 58, 801 (1986); I. Ya. Korenblit and E. F. Shender, *Usp. Fiz. Nauk* 157, 267 (1989)
- [2] Hoàng Dũng. *Tạp chí Phát triển Khoa học và Công nghệ, Đại học Quốc gia TP. Hồ Chí Minh*, số 1, tập 5, trang 50 - 65 (1998); số 1, tập 2, trang 42 - 59 (1999).
- [3] D. Sherrington, S. Kirkpatrick. *Phys. Rev. Lett.* 35, 1972 (1975)
- [4] J.R.L. de Almeida and D.J. Thouless. *J. Phys. A* 11, 983 (1978)
- [5] G. Parisi. *Phys. Lett.* 77A, 203 (1979); *J. Phys. A* 13, 1101 (1980); *Phys. Rev. Lett.* 50, 1946 (1983)
- [6] I. Ya. Korenblit, E.F. Shender. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 89, 1785 (1985); Ya.V. Feodorov, I.Ya. Korenblit, E.F. Shender. *J. Phys. C* 20 1835 (1987)
- [7] I. Ya. Korenblit, Ya.V. Feodorov, E.F. Shender. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 92, 710 (1987); Ya.V. Feodorov, I.Ya. Korenblit, E.F. Shender. *Europhys. Lett.* 4, 827 (1987); I. Ya. Korenblit, E. F. Shender. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 93, 1060 (1987)
- [8] I.Ya. Korenblit, H. Zung, Ya.V. Feodorov. *Fiz. Tverd. Tela* 32, 1441 (1990)
- [9] M.S. Li, L.Q. Nguyen, A.V. Vedyayev and H. Zung. *J. Magn. Magn. Mater.* 96, 175 (1991)
- [10] Hoàng Dũng. *Tạp chí Khoa học, Đại học Quốc gia Hà Nội*, tập XV, số 2, trang 12 - 16 (1999)
- [11] Hoàng Dũng, Mai Xuân Lí. *Tạp chí Phát triển Khoa học Công nghệ, Đại học Quốc gia TP. Hồ Chí Minh*, tập 3, số 1, trang 19 - 25 (2000)
- [12] K.P. Belov, A.C. Zvezdin, A.M. Kadomtsev, R.Z. Levitin. *Orientalional phase transition in rare-earth magnetic materials*, Nauka, Moscow 1979.